



TITLE:

磁界中の単色静電波による荷電粒子軌道の乱雑化(基研長期研究計画「非線型・非平衡状態の統計力学」,研究会報告)

AUTHOR(S):

福山, 淳

CITATION:

福山, 淳. 磁界中の単色静電波による荷電粒子軌道の乱雑化(基研長期研究計画「非線型・非平衡状態の統計力学」,研究会報告). 物性研究 1978, 29(6): F42-F43

ISSUE DATE:

1978-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/89487>

RIGHT:

トーラスが振動子間の相互作用により、こわれ始める。そうすると、こわれた部分では動径方向に指数関数的に増大しはじめ、この運動が混合的な性質の原因となる。この様に $O(1)$ の摂動解の存在によって始めて、乱流解が出現することは保存系との本質的な違いであり、 $R \cdot T$ 理論の、乱流の出現に必要な分岐の数の問題に関して、若干の修正を要求するものである。以上のような解の性質の移り変りを、そのフーリエ成分などを調べることによって数値的に確かめた。

磁界中の単色静電波による 荷電粒子軌道の乱雑化

岡山大・工 福 山 淳

無衝突磁化プラズマ中を、磁界に垂直に伝播する単色静電波による荷電粒子の運動の乱雑化を、共鳴領域のオーバーラップの手法を用いて解析的に取り扱い、数値計算の結果と良い一致が得られた。

磁界中を斜めに伝播する単色波の場合は、Smith-Kaufman¹⁾によって、簡単な解析と数値計算が行われているが、この場合はサイクロトロン振動数だけずれた磁界方向の位相速度をもつ複数の波が存在する場合に対応し、Zaslavskii-Filonenko²⁾の解析を用いることができる。又、Smith-Kaufmanの解析では、垂直に伝播する波の場合には、粒子軌道の乱雑化は生じない。

波が垂直に伝播する場合には³⁾、粒子の磁気モーメント μ を正準変数にとると、波の影響を含まないハミルトニアンはヘシアンが0になるので、波との共鳴項を加えて0次のハミルトニアン H_0 とする。残りの非共鳴項を H_1 とすると、 H_0 は時間にあらわに依存しないのに対し、 H_1 は時間について周期的になる。

まず、 H_1 の運動に対する寄与は時間的に平均されて小さいとして、 H_0 による運動を考える。波の周波数 ω がサイクロトロン周波数 Ω の整数倍に近い場合、粒子は位相平面内のセパトリクスに囲まれた領域(セル)内で、波の振幅に比例した捕促周波数 ω_t で非線形周期運動をする。振幅が増加すると、この非線形周期運動は H_1 による周

磁界中の単色静電波による荷電粒子軌道の乱雑化
期的な力と共鳴して、軌道上にアイランドが形成される。セパトリクス近傍ではアイランドが重なりあい、この領域では粒子の軌道が乱雑になることが予想される。位相平面上のこの領域の面積を解析的に求めると、振幅が増加して ω_t が 0.15Ω を越えたとき、面積が急に増加し始めることが示された。

以上の結果を確かめるために、運動方程式を数値的に解き、 $2\pi/\Omega$ 毎の位相点をプロットした。 $\omega = 5\Omega$ の場合、振幅が小さい間は閉軌道を描いているが、振幅が増加するとアイランドが生じ、セパトリクス近傍では位相点の運動は無秩序にみえることが確かめられた。又、セパトリクスの両側に乱雑化した領域が存在することから、他のセルへ移り歩く軌道の存在が示された。このことは粒子の速度分布関数に高エネルギーテールが生ずることを意味し、10個の粒子の分布関数について確かめられ、その最大エネルギーは $\omega_t \lesssim 0.15\Omega$ に一致した。

参 考 文 献

- 1) Smith-Kaufman, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1613.
- 2) Zaslavskii-Filonenko, Sov. Phys.-JETP 27 (1968) 851.
- 3) Fukuyama-Momota-Itatani-Takizuka, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 701.

TAYLOR 渦の時間発展

広島大・理 八 幡 英 雄

二つの円筒間に粘性流体を入れ、内側円筒の回転数 Ω_1 を増してゆくと、はじめは方位角方向に一樣 laminar 流を生ずるが、さらに大きな Ω_1 において、① Taylor 渦・② 方位角方向に波動を伴った Taylor 渦 (wavy vortex) ・③ 乱流の間を遷移してゆくことが実験的に知られている。¹⁾

この現象を考えるために、非圧縮粘性流体の速度 $\mathbf{u}(u_r, u_\theta, u_z)$ ・圧力 P/ρ のしたがう Navier-Stokes および連続の方程式において、 $\mathbf{u}, P/\rho$ を次のようにモード分解する²⁾：

$$u_r(r, \theta, z, t) = \sum_{\epsilon=\pm} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} C_{\ell m j}^{\epsilon}(t) e^{im\theta} u_{\ell m j}^{\epsilon}(r) f^{\epsilon}(\ell az)$$